

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний авіаційний університет**

ПОЛЯ І ХВИЛІ В СИСТЕМАХ ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ

Основи електродинаміки

**Лабораторний практикум
для студентів спеціальності
6.170102 "Системи технічного
захисту інформації"**

Київ 2010

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний авіаційний університет

ПОЛЯ І ХВИЛІ В СИСТЕМАХ ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ

Основи електродинаміки

Лабораторний практикум
для студентів спеціальності
6.170102 "Системи технічного
захисту інформації"

Київ 2010

УДК 621.3.049.77(076.5)
ББК 3844р
О 751

Укладачі: *Ю.В. Пепа, О.А. Щербина, І.І. Михальчук*

Рецензенти: *В.О. Хорошко, Є.Т. Володарський*

Затверджено методично-редакційною радою Національного авіаційного університету (протокол № 4 від 28.04.2010 р.).

О 751 Поля і хвилі в системах технічного захисту інформації: лабораторний практикум / уклад.: Ю.В. Пепа, О.А. Щербина, І.І. Михальчук. – К.: НАУ, 2010. – 50 с.

Містить опис лабораторних робіт, рекомендації щодо їх виконання, а також список літератури.

Виконання лабораторних робіт передбачає використання програмного забезпечення "LabVIEW 8.20", що є середовищем програмування для моделювання та автоматизації експериментів електродинамічних процесів та явищ.

Для студентів спеціальності 6.170102 "Системи технічного захисту інформації".

Навчальне видання

ПОЛЯ І ХВИЛІ В СИСТЕМАХ
ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ

Основи електродинаміки

Лабораторний практикум
для студентів спеціальності
6.170102 "Системи технічного
захисту інформації"

Укладачі: ПЕПА Юрій Володимирович
ЩЕРБИНА Ольга Алімівна
МИХАЛЬЧУК Інна Іванівна

Технічний редактор *А.І. Лавринович*
Коректор *Л.М. Романова*
Комп'ютерна верстка *Н.С. Ахроменко*

Підписано до друку 21.05.10. Формат 60х84/16. Папір офс.
Офс. друк. Ум. друк. арк. 2,94. Обл.-вид. арк. 3,13.
Тираж 100 прим. Замовлення № 37-1. Вид. № 56/III.

Видавництво НАУ-друк.
03680. Київ - 680, проспект Космонавта Комарова, 1.

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру ДК № 977 від 05.07.2002.

ЗАГАЛЬНІ МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ

Курс “Поля і хвилі в системах технічного захисту інформації” – одна з основних спеціальних дисциплін при підготовці студентів, що навчаються за спеціальністю 6.170102 “Системи технічного захисту інформації”.

Мета даного курсу – підготовка студентів до аналізу та дослідженню електродинамічних явищ і процесів з поширення електромагнітних хвиль у просторі.

Лабораторні заняття є важливою складовою частиною навчального процесу, сприяють закріпленню і глибокому засвоєнню отриманих на лекціях і під час самостійного опрацювання курсу теоретичних знань.

Успішне проведення лабораторної роботи можливе лише за умови попередньої до неї підготовки. При підготовці до лабораторної роботи необхідно вивчити відповідні теоретичні розділи курсу, чітко уявляти мету, задачу і порядок виконання роботи.

Програмний пакет LabVIEW – це середовище програмування для автоматизації комп’ютерних вимірювань та зручного графічного представлення результатів експериментів з моделювання і аналізу роботи електродинамічних процесів з розповсюдження радіохвиль.

При успішному виконанні студентом лабораторних робіт, які входять за навчальною програмою до відповідного модуля, і своєчасному їх захисті студент може бути допущений до виконання контрольної модульної роботи.

Лабораторна робота 1

ДОСЛІДЖЕННЯ ОДНОРІДНИХ ПЛОСКИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

Мета роботи – вивчити однорідні плоскі електромагнітні хвилі і дослідити за допомогою віртуальної лабораторної

установки залежності її характеристик від параметрів середовища і частоти.

Теоретичні відомості

Монохроматичну електромагнітну хвилю, фазові фронти якої представляють собою паралельні одна одній площини, називають плоскою хвилею. Фазовим фронтом хвилі називається поверхня, в усіх точках якої фаза хвилі однакова. Плоску хвилю, у всіх точках фазового фронту якої вектор \vec{E} має одне і те ж значення амплітуди і один і той же напрямок, називають однорідною плоскою хвилею.

У даній роботі вивчається плоска однорідна електромагнітна хвиля, що розповсюджується вздовж осі z в декартовій системі координат, яка перпендикулярна до її фазових фронтів. Фазові фронти – площини хвилі, які паралельні площині xOy .

У прямокутній системі координат однорідна плоска хвиля в загальному випадку має чотири проекції векторів \vec{E} та \vec{H} (E_x , H_x , E_y , H_y). Для даної хвилі будуть справедливими такі співвідношення:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} = \frac{\partial H_y}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0.\end{aligned}\tag{1.1}$$

З урахуванням (1.1) для плоскої однорідної хвилі значно спрощуються хвильові рівняння.

Однорідна плоска хвиля в середовищі без втрат

Розглянемо однорідну плоску хвилю в середовищі без втрат. Властивості середовища описуються абсолютними діелектричною ϵ_a та магнітною μ_a проникностями.

Вектори \vec{E} і \vec{H} однорідної плоскої хвилі відповідають рівнянням Максвелла за відсутності сторонніх джерел. Тому в однорідному середовищі без втрат \vec{E} можна визначити із хвильового рівняння

$$\nabla^2 \dot{\vec{E}} + k^2 \dot{\vec{E}} = 0, \quad (1.2)$$

де $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ – хвильове число; $\omega = 2\pi f$; f – частота коливань, а $\dot{\vec{H}}$ визначаємо з 2-го рівняння Максвела, що дає зв'язок між електричною і магнітною складовими електромагнітного поля:

$$\dot{\vec{H}} = -\frac{1}{j\omega\mu_a} \text{rot} \dot{\vec{E}}. \quad (1.3)$$

Оскільки в однорідній плоскій хвилі складові $\dot{\vec{E}}$ залежать тільки від координати z , перпендикулярній плоским хвильовим поверхням, то рівняння (1.2) буде мати вигляд системи трьох рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \dot{E}_x}{dz^2} + k^2 \dot{E}_x &= 0; \\ \frac{d^2 \dot{E}_y}{dz^2} + k^2 \dot{E}_y &= 0; \\ E_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

Диференціальні рівняння другого порядку (1.4) для \dot{E}_x і \dot{E}_y мають загальні рішення:

$$\begin{aligned} \dot{E}_x &= \dot{A}_0 e^{-jkz} + \dot{B}_0 e^{jkz}; \\ \dot{E}_y &= \dot{C}_0 e^{-jkz} + \dot{D}_0 e^{jkz}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

де \dot{A}_0 , \dot{B}_0 , \dot{C}_0 , \dot{D}_0 – постійні інтегрування, що представляють собою комплексні амплітуди вектора поля при $z=0$ (наприклад, $\dot{A}_0 = A_m e^{j\varphi_a}$).

Підставляючи (1.5) в (1.3), визначимо складові $\dot{\vec{H}}$:

$$\begin{aligned}
\dot{H}_x &= \frac{1}{Z_c} \left(-\dot{C}_0 e^{-jkz} + \dot{D}_0 e^{jkz} \right) \\
\dot{H}_y &= \frac{1}{Z_c} \left(\dot{A}_0 e^{-jkz} - \dot{B}_0 e^{jkz} \right) \\
\dot{H}_z &= 0,
\end{aligned} \tag{1.6}$$

де $Z_c = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$ – характеристичний опір середовища.

Вектори \vec{E} і \vec{H} хвилі лежать в хвильових площинах і являють собою поперечні складові векторів поля по відношенню до напрямку розповсюдження. Електромагнітну хвилю, що має тільки поперечні складові векторів \vec{E} і \vec{H} , називають поперечною електромагнітною хвилею або хвилею «Т» (від лат. *transversus* – поперечний). Поля типу «Т» існують у необмежених середовищах, дводровових та коаксіальних лініях.

Електромагнітне поле (1.5), (1.6) являє собою суперпозицію чотирьох незалежних один від одного хвиль, що мають амплітуди \dot{A}_0 , \dot{B}_0 , \dot{C}_0 , \dot{D}_0 . Дві хвилі з амплітудами \dot{A}_0 і \dot{C}_0 , що мають знак мінус перед показником експоненти, поширюються в напрямку зростаючих значень координати z . Дві інші хвилі з амплітудами \dot{B}_0 і \dot{D}_0 , що мають знак плюс перед показником експоненти, поширюються в напрямку спадаючих значень z . Хвилі, що поширюються в одному напрямку, відрізняються просторовою орієнтацією своїх векторів. В іншому властивості цих хвиль збігаються.

Розглянемо хвилю, що поширюється в напрямку осі z , яка має наступні компоненти поля \dot{E}_x і \dot{H}_y .

Миттєві значення векторів поля цієї хвилі мають вигляд:

$$\begin{aligned}
E_x(t) &= A_m \cos(\omega t - kz + \varphi_a); \\
H_y(t) &= \frac{A_m}{Z_c} \cos(\omega t - kz + \varphi_a).
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Вектори хвилі лежать у площині фазового фронту. Вони перпендикулярні один одному і утворюють з напрямком руху хвилі праву трійку векторів:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= Z_c [\vec{H} \times \vec{z}_0] \\ \vec{H} &= \frac{1}{Z_c} [\vec{z}_0 \times \vec{E}].\end{aligned}\quad (1.8)$$

Щільність потоку потужності хвилі дає вектор Пойнтінга:

$$\vec{\Pi} = [\vec{E} \times \vec{H}] = \vec{z}_0 \frac{A_m^2}{Z_c} \cos^2(\omega t - kz + \varphi_a). \quad (1.9)$$

Дамо визначення декількох важливих характеристик плоскої однорідної хвилі.

Рівняння постійної фази хвилі (фазового фронту) має вигляд:

$$\omega t - kz + \varphi_a = \text{const}. \quad (1.10)$$

Фазовою швидкістю хвилі v називається швидкість руху точки з постійною фазою:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}}. \quad (1.11)$$

Довжиною хвилі λ називають відстань між фазовими фронтами, що відрізняються за фазою на 2π :

$$\lambda = \frac{v}{f}. \quad (1.12)$$

Коефіцієнт фази (хвильове число) k показує, на скільки змінюється фаза хвилі на одиницю довжини:

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.13)$$

Прийнявши час $t = 0$, можна зобразити картину векторів плоскої хвилі на осі z у середовищі без втрат (рис. 1.1).

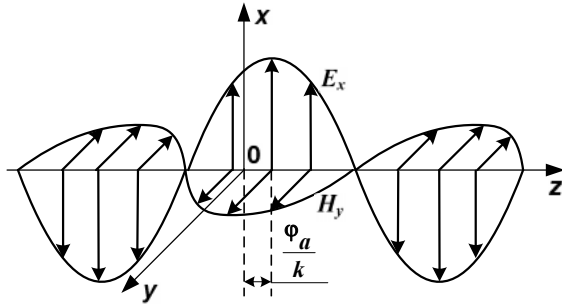


Рис. 1.1. Однорідна плоска хвиля в середовищі без втрат

Однорідна плоска хвиля в середовищі з втратами

Середовище з електричними втратами характеризується величиною питомої провідності σ . Поширити отримані вище результати на середовище з втратами можна, якщо у відповідних формулах для середовища без втрат замінити абсолютну діелектричну проникність комплексною діелектричною проникністю середовища:

$$\varepsilon'_a = \varepsilon_a (1 - j \operatorname{tg} \Delta), \quad (1.14)$$

де $\operatorname{tg} \Delta = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a}$ – тангенс кута діелектричних втрат.

При такій заміні коефіцієнт фази переходить у комплексний коефіцієнт розповсюдження \dot{k} , який представляють у вигляді суми дійсної та уявної частин:

$$\dot{k} = \alpha + i\beta. \quad (1.15)$$

Вираз (1.13) приймає вигляд:

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon'_a \mu_a} = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a (1 - j \operatorname{tg} \Delta)}. \quad (1.16)$$

Характеристичний опір середовища з втратами є комплексною величиною:

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon'_a}} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a (1 - j \operatorname{tg} \Delta)}} = |Z_c| e^{i\varphi}, \quad (1.17)$$

де модуль і фаза визначаються співвідношеннями:

$$|Z_c| = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta}}}; \quad (1.18)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \Delta) = \frac{\Delta}{2}. \quad (1.19)$$

Підставивши (1.15), (1.17) у співвідношення (1.5) та (1.6) для хвилі з амплітудою A , маємо:

$$\dot{E}_x = A_m e^{-\alpha z} e^{-j(\beta z - \varphi_a)}; \quad (1.20)$$

$$\dot{H}_y = \frac{A_m}{|Z_c|} e^{-\alpha z} e^{-j(\beta z - \varphi_a + \Delta/2)}. \quad (1.21)$$

Перейшовши від комплексних амплітуд у (1.20) і (1.21) до миттєвих значень, отримаємо:

$$\vec{E}_x(t) = \vec{x}_0 A_m e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \varphi_a); \quad (1.22)$$

$$\vec{H}_y(t) = \vec{y}_0 \frac{A_m}{|Z_c|} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \varphi_a - \Delta/2). \quad (1.23)$$

З (1.22), (1.23) випливає, що в середовищі із втратами амплітуди векторів поля однорідної плоскої хвилі загасають у напрямку розповсюдження за експоненціальним законом:

$$E_m(z) = A_m e^{-\alpha z} \quad \text{і} \quad H_m(z) = \frac{A_m}{|Z_c|} e^{-\alpha z}. \quad \text{Це загасання обумовлено}$$

поступовим поглинанням електромагнітної енергії, викликаним перетворенням її в тепло, і характеризується частиною коефіцієнта розповсюдження α , яку через це називають *коефіцієнтом загасання*. Одиницею виміру α є 1/м.

Загасання амплітуд, яке відбувається при проходженні хвилею шляху l , характеризується відношенням $E_m(z)/E_m(z+l) = e^{\alpha l}$. Загасання амплітуд L , виражене в децибелах (дБ), визначається як:

$$L = 20 \lg(E_m(z)/E_m(z+l)) = 20 \alpha l \lg e = 8,686 \alpha l. \quad (1.24)$$

Якщо згідно з цим співвідношенням ввести вимірювання коефіцієнта загасання в децибелах на метр (дБ/м) і позначити його через α' , то отримаємо

$$\alpha' = L/l = 8,686\alpha.$$

Амплітуди векторів поля зменшуються в $e=2,718$ раз при проходженні хвилею відстані $d = 1/\alpha$. Цю відстань називають *глибиною проникнення* поля в середовище або товщиною скін-шару. При проходженні хвилею відстані у декілька d , амплітуди векторів поля зменшуються так, що далі хвиля практично не проникає. Наприклад, при проходженні відстані в $10d$ амплітуди поля зменшуються в $e^{10} = 22026$ разів.

Уявна частина β коефіцієнта розповсюдження визначає зміну фази векторів поля в напрямку розповсюдження і називається *коефіцієнтом фази*. Коефіцієнт фази вимірюють у радіанах на метр (рад/м).

Коефіцієнти загасання і фази визначаються через параметри середовища таким чином:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} - 1 \right)}; \quad (1.25)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1 \right)}. \quad (1.26)$$

У середовищі з втратами взаємно перпендикулярні вектори \vec{E} і \vec{H} однорідної плоскої біжучої хвилі (1.22, 1.23) зміщені один відносно одного по фазі на величину аргументу $\Delta/2$ комплексного характеристичного опору і відрізняються за амплітудою в $|Z_c|$ раз. На рис. 1.2 зображена структура поля хвилі в середовищі з втратами для фіксованого моменту часу $t=0$.

Використовуючи формули (1.11) та (1.26), отримаємо формулу для фазової швидкості:

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1 \right)}}. \quad (1.27)$$

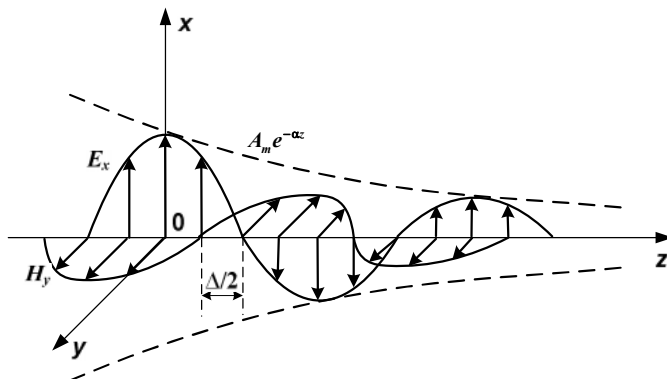


Рис. 1.2. Плоска хвиля в середовищі із втратами

Оскільки $\operatorname{tg} \Delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_a}$ залежить від ω , то згідно (1.27)

фазова швидкість залежить як від параметрів середовища, так і від частоти коливань. Явище залежності фазової швидкості від частоти називають *дисперсією* електромагнітних хвиль. Розрізняють нормальну і аномальну дисперсії. Якщо при збільшенні частоти коливань фазова швидкість зменшується, то дисперсію називають нормальною, якщо ж фазова швидкість збільшується – аномальною.

Підставляючи в формулу (1.12) вираз (1.26), отримуємо формулу для визначення довжини хвилі

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{1}{f \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1)}}. \quad (1.28)$$

Наведені вище співвідношення дозволяють здійснити моделювання залежностей характеристик плоскої однорідної хвилі від електричних параметрів середовища, у якому вона поширюється.

Порядок виконання роботи

1. Запустити лабораторну установку (рис. 1.3). Включення приладу здійснюється натисканням на двонаправлену стрілку в рядку кнопок вікна LabVIEW.

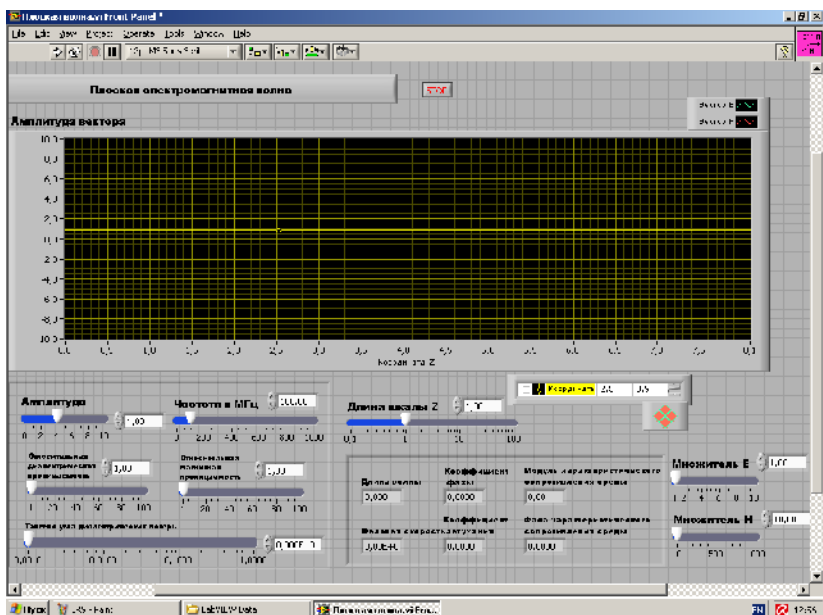


Рис. 1.3. Вид віртуальної лабораторної установки

2. Виконати дослідження відповідно до обраного варіанту. Вихідні параметри для кожного дослідження брати з табл. 1.1. Змінні параметри, значення яких відрізняються від даних в табл. 1.1, можна знайти в конкретних дослідженнях.

Таблиця 1.1

Вихідні параметри для дослідження
плоскої електромагнітної хвилі

	Варіант 1	Варіант 2	Варіант 3	Варіант 4	Варіант 5
f_1 (МГц)	50	100	200	300	150
f_2 (МГц)	400	600	800	1000	500
ε_1	1	20	40	60	10
μ_1	60	40	20	1	2
ε_2	2	4	6	8	4
μ_2	8	6	4	2	2
$\text{tg}\Delta$	1.0	0.8	0.6	0.4	0.9

3. Провести дослідження хвилі в середовищі без втрат:
 - встановити тангенс кута діелектричних втрат рівним 0;
 - встановити відносну діелектричну проникність, яка дорівнює ϵ_1 ;
 - для частот f_1 і f_2 визначити залежності довжин хвилі і характеристичного опору від відносної магнітної проникності, дані звести до таблиці;
 - встановити відносну магнітну проникність, рівну μ_1 ;
 - для частот f_1 і f_2 визначити залежності довжин хвилі і характеристичного опору від відносної діелектричної проникності, дані звести до таблиці;
 - побудувати графіки отриманих залежностей.
4. Провести дослідження хвилі в середовищі з втратами:
 - встановити відносну діелектричну проникність, рівну ϵ_1 ;
 - встановити відносну магнітну проникність, рівну μ_1 ;
 - для частот f_1 і f_2 визначити залежності довжин хвилі, коефіцієнта загасання, коефіцієнта фази, модуля і фази характеристичного опору від тангенса кута діелектричних втрат, дані звести до таблиці;
 - побудувати графіки отриманих залежностей.
5. Провести дослідження фазового зсуву між електричним і магнітним полями хвилі в середовищі з втратами:
 - встановити відносну діелектричну проникність, рівну ϵ_2 ;
 - встановити відносну магнітну проникність, рівну μ_2 ;
 - встановити тангенс кута діелектричних втрат, рівним $\operatorname{tg}\Delta$;
 - за допомогою курсору визначити залежність фазового зсуву між полями E і H від частоти, дані звести до таблиці;
 - побудувати графік отриманої залежності.
6. Провести дослідження залежності зменшення амплітуди поля на відстані 1 м від частоти, що називається погонним загасанням. Для цього на ряді частот:
 - за допомогою курсору заміряти зменшення амплітуди двох максимумів поля та їх положення, дані звести до таблиці;
 - погонне загасання отримати розрахунком і виразити в дБ/м;
 - побудувати графік отриманої залежності.

7. Пояснити отримані результати, спираючись на знання теорії.
8. Оформити та захистити звіт по роботі.

Контрольні питання

1. Як пов'язані за величиною і напрямком вектори \vec{E} і \vec{H} в плоскій хвилі?
2. Що таке вектор Пойнтінга?
3. Що таке коефіцієнт фази?
4. Як залежить фазова швидкість від параметрів середовища?
5. Які параметри характеризують властивості середовища?
6. Як залежить довжина хвилі від параметрів середовища?
7. Що таке довжина хвилі?
8. Що таке фазова швидкість?
9. Як визначити вектор Пойнтінга через: вектор \vec{E} , вектор \vec{H} , обидва ці вектори?
10. Що таке коефіцієнт поширення хвилі?
11. Що таке комплексна діелектрична проникність?
12. Що таке дисперсія фазової швидкості?
13. Що таке фазовий фронт?
14. Що таке коефіцієнт загасання?
15. Що таке характеристичний опір середовища?
16. Які значення може приймати фазовий зсув між векторами \vec{E} і \vec{H} в середовищі з втратами?
17. Які частотні залежності коефіцієнта фази і коефіцієнта загасання?
18. Які частотні залежності довжини хвилі і фазової швидкості?

Лабораторна робота 2

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

Мета роботи – вивчити явище поляризації електромагнітної хвилі і дослідити за допомогою віртуальної лабораторної установки різні види поляризації.

Теоретичні відомості

У загальному випадку однорідна плоска хвиля, що поширюється в напрямку осі z , має вектори \vec{E} і \vec{H} , які лежать в площині xOy фазового фронту. Ці вектори взаємно ортогональні, пропорційні за величиною і утворюють з вектором Пойнтінга праву трійку векторів. Положення вектора \vec{E} в площині xOy може бути довільним. Однак внаслідок того, що хвиля є гармонійною з частотою $\omega = 2\pi f$ і періодом коливань $T = 1/f$, змінний за величиною та напрямком вектор \vec{E} повертається кожен період у вихідне положення. Кінець вектора малює при цьому на площині xOy замкнену криву, що називається годографом вектора \vec{E} . Вектор \vec{H} при цьому однозначно визначається вектором \vec{E} і, за необхідністю, завжди може бути знайдений.

Поляризація хвилі визначає закон зміни напрямку і величини вектора \vec{E} цієї хвилі в даній точці простору за період коливання. За формою годографу вектора \vec{E} визначають три види поляризації гармонійних хвиль: лінійну, колову і еліптичну.

Розглянемо вектор \vec{E} , що довільно лежить у площині xOy (рис. 2.1):

$$\begin{aligned}\vec{E}(t) = \vec{x}_0 E_x(t) + \vec{y}_0 E_y(t) = \vec{x}_0 E_{xm} \cos(\omega t - kz + \varphi_x) + \\ + \vec{y}_0 E_{ym} \cos(\omega t - kz + \varphi_y).\end{aligned}\quad (2.1)$$

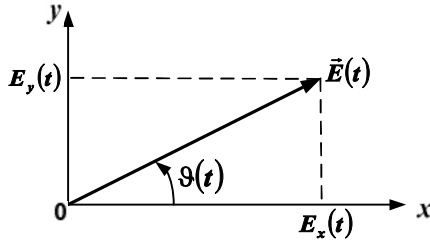


Рис. 2.1. Положення вектора напруженості електричного поля

Миттєве значення модуля вектора \vec{E} :

$$|\vec{E}(t)| = \sqrt{E_x^2(t) + E_y^2(t)}. \quad (2.2)$$

Кут вектора \vec{E} з віссю x :

$$\vartheta(t) = \arctg \frac{E_y(t)}{E_x(t)}. \quad (2.3)$$

Лінійно поляризованою називають хвилю, у якої напрямок вектора \vec{E} залишається незмінним протягом часу. Якщо початкові фази ортогональних компонент поля, що сумуються у виразі (2.1), збігаються ($\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = 0$) або зміщені один відносно одного на π ($\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pm\pi$), то результуюча хвиля буде мати лінійну поляризацію. Дійсно, підставивши в (2.1) $\varphi_y = \varphi_x + n\pi$ (де $n = 0$ при $\Delta\varphi = 0$ та $n = \pm 1$ при $\Delta\varphi = \pm\pi$), маємо:

$$\vec{E}(t) = \vec{m}_0 E_m \cos(\omega t - kz + \varphi_x), \quad (2.4)$$

де

$$\vec{m}_0 E_m = \vec{x}_0 E_{xm} + \vec{y}_0 (-1)^n E_{ym}. \quad (2.5)$$

З (2.5) випливає, що

$$E_m = \sqrt{E_{xm}^2 + E_{ym}^2}. \quad (2.6)$$

Напрямок орту \vec{m}_0 вектора \vec{E} утворює з віссю x кут ϑ , який визначається із співвідношення

$$\operatorname{tg} \vartheta = (-1)^n \frac{E_{ym}}{E_{xm}}, \quad \text{при} \quad \left(-\frac{\pi}{2} < \vartheta \leq \frac{\pi}{2} \right) \quad (2.7)$$

і, отже, не змінюється протягом часу (рис. 2.2).

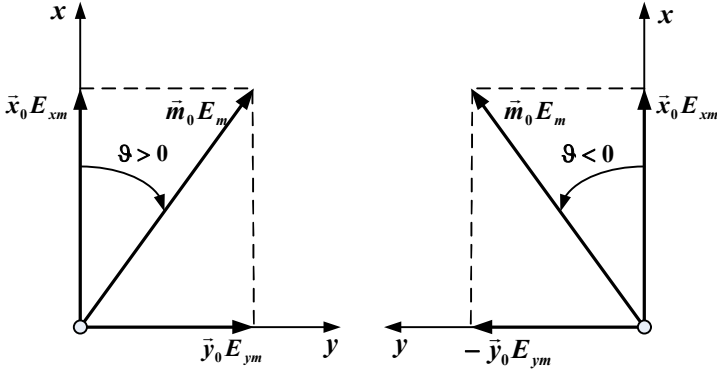


Рис. 2.2. Лінійно поляризована хвиля

Площина, що проходить через напрямок поширення електромагнітної хвилі і вектор \vec{E} , називається *площиною поляризації*. Площина поляризації лінійно поляризованої хвилі не змінює свого положення з часом.

Поляризованою за колом називають хвилю, у якій вектор \vec{E} рівномірно обертається, описуючи коло своїм кінцем за час одного періоду T .

Однорідна плоска хвиля з коловою поляризацією створюється в результаті суперпозиції двох лінійно поляризованих хвиль, що мають взаємно перпендикулярні вектори \vec{E} з рівними амплітудами ($E_{xm} = E_{ym} = E_m$) і зсувом початкових фаз на $\pi/2$ ($\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pm \pi/2$).

Нехай складова E_y відстає за фазою на значення:

$$\Delta\varphi = -\pi/2, \quad \varphi_y = \varphi_x - \pi/2. \quad (2.8)$$

В цьому випадку, згідно з (2.1), маємо:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_m \cos(\omega t - kz + \varphi_x); \\ E_y(t) &= E_m \sin(\omega t - kz + \varphi_x). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Визначимо миттєве значення модуля вектора \vec{E} цієї хвилі:

$$|E(t)| = \sqrt{E_x^2(t) + E_y^2(t)} = E_m. \quad (2.10)$$

Таким чином, вектор \vec{E} постійний за величиною. Кут ϑ між віссю Ox і напрямком вектора \vec{E} визначається із співвідношення

$$\operatorname{tg} \vartheta(t) = E_y(t) / E_x(t) = \operatorname{tg}(\omega t - kz + \varphi_x) \quad (2.11)$$

або

$$\vartheta(t) = \omega t - kz + \varphi_x. \quad (2.12)$$

З (2.12) випливає, що в кожній фіксованій точці спостереження ($z=\text{const}$) кут ϑ *лінійно зростає* за законом ωt із збільшенням t , змінюючись на 2π за час одного періоду T ($\omega T = 2\pi$). Таким чином, при $\Delta\varphi = -\pi/2$ у точці ($z=\text{const}$) відбувається рівномірне обертання вектора \vec{E} з кутовою швидкістю $2\pi/T = \omega$ у напрямку за годинниковою стрілкою, якщо дивитися в напрямку осі z ; кінець вектора \vec{E} описує при цьому обертанні коло (рис. 2.3). Можна також вказати на те, що напрямок руху хвилі і обертання вектора \vec{E} утворюють правовинтову систему.

З (2.12) також випливає, що в кожний фіксований момент часу $t=\text{const}$ кут ϑ *лінійно зменшується* за законом $(-kz)$ зі збільшенням координати z , змінюючись на 2π на відстані, рівній λ ($k\lambda = 2\pi$).

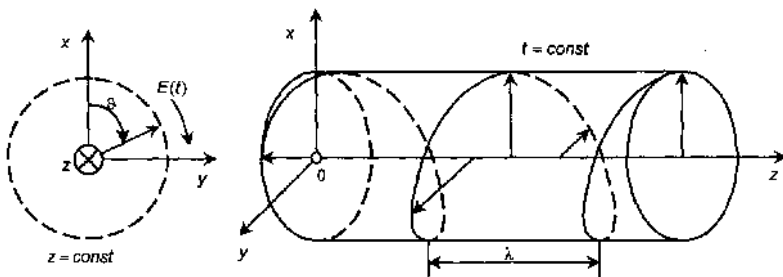


Рис. 2.3. Хвиля правої колової поляризації

Таким чином, в момент часу $t=\text{const}$ вектор \vec{E} рівномірно повертається із збільшенням координати z у напрямку проти годинникової стрілки, якщо дивитися у напрямку поширення хвилі, роблячи один оберт на відстані λ . Кінці векторів \vec{E} , що відповідають різним точкам осі z , розташовані при цьому на лівогвинтовій коловій спіралі (рис. 2.3).

Якщо підставити в (2.1) вирази $E_{xm} = E_{ym} = E_m$ і $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pi/2$, одержимо:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_m \cos(\omega t - kz + \varphi_x); \\ E_y(t) &= -E_m \sin(\omega t - kz + \varphi_x). \end{aligned} \quad (2.13)$$

І знову отримуємо однорідну плоску хвилю з коловою поляризацією. Проте у цієї хвилі в точці $z=\text{const}$ вектор \vec{E} рівномірно обертається в напрямку проти годинникової стрілки (рис. 2.4), а напрямок руху хвилі і обертання вектора \vec{E} утворюють лівогвинтову систему. В момент часу $t=\text{const}$ кінці векторів \vec{E} на осі z розташовані на правогвинтовій коловій спіралі (рис. 2.4).

Поляризацію називають *правою* (лівою), якщо у фіксованій точці $z=\text{const}$ напрям обертання вектора \vec{E} утворює з напрямком розповсюдження хвилі *правогвинтову* (лівогвинтову) систему.

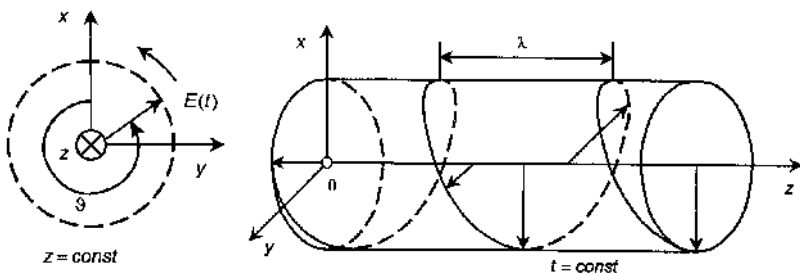


Рис. 2.4. Хвиля лівої колової поляризації

Площина поляризації хвилі, яка поляризована за колом, у кожній точці простору рівномірно обертається зі зміною часу.

Еліптично поляризованою називають хвилю, у якої вектор \vec{E} обертається, описуючи за час одного періоду своїм кінцем еліпс (рис. 2.5).

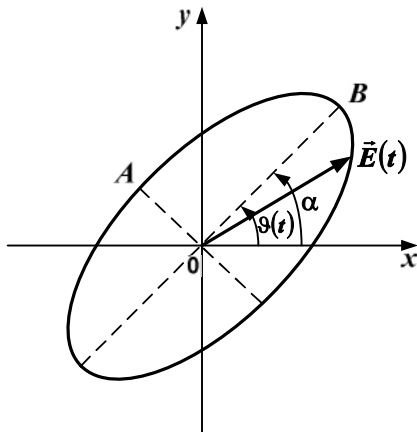


Рис. 2.5. Годограф вектора \vec{E} еліптично поляризованої хвилі

Однорідну плоску хвилю з еліптичною поляризацією отримуємо в результаті суперпозиції двох лінійно поляризованих хвиль із взаємно перпендикулярними векторами \vec{E} у всіх випадках, коли не виконуються розглянуті вище умови виникнення лінійної та колової поляризації.

Поле хвилі еліптичної поляризації також буває правого або лівого напрямку обертання. Для кількісного опису такого поля вводять коефіцієнт еліптичності K_e , що дорівнює відношенню меншої і більшої піввісей еліпса:

$$K_e = \frac{OA}{OB}. \quad (2.14)$$

Іноді визначають кут нахилу еліпса α між більшою піввіссю еліпса і віссю x .

Для вимірювання поляризації електромагнітної хвилі застосовують метод лінійно поляризованої антени. В якості такої антени може застосовуватись напівхвильовий вібратор, відкритий кінець прямокутного металевих хвилеводу або пірамідальний рупор. Нехай при роботі на випромінювання

лінійно поляризована антена створює поле $\vec{E}_{\text{лін}}$. При роботі на прийом в полі довільно поляризованого вектора $\vec{E}(t)$ на виході антени буде напруга, пропорційна скалярному добутку $(\vec{E}(t), \vec{E}_{\text{лін}})$. Після пікового детектора з точністю до постійного співмножника отримуємо напругу:

$$U = \max_T (\vec{E}(t), \vec{E}_{\text{лін}}) = \max_T \|\vec{E}(t)\| \|\vec{E}_{\text{лін}}\| \cos \gamma, \quad (2.15)$$

де γ – кут між векторами $\vec{E}(t)$ та $\vec{E}_{\text{лін}}$; T – період коливання.

Якщо поле \vec{E} лінійно поляризоване, то напруга U буде максимальною при $\gamma=0$ і дорівнювати нулю при $\gamma=90^\circ$. Якщо поле \vec{E} має колову поляризацію, то U буде незмінною при будь-якому γ . При вимірюванні в полі еліптичної поляризації отримуємо, при зміні кута γ , максимальне і мінімальне значення напруги, що пропорційні більшій і меншій піввісьям еліпса поляризації відповідно. Зауважимо, що повертати лінійно поляризовану антену, змінюючи кут γ , треба так, щоб її вектор $\vec{E}_{\text{лін}}$ лежав у площині фазового фронту досліджуваного поля $\vec{E}(t)$.

При автоматизації вимірювань лінійно поляризовану антену швидко обертають навколо осі, спрямованої на джерело досліджуваного поля, змінюючи кут γ . На екрані індикатора, з синхронною з цим обертанням коловою розгорткою, в полярній системі відображається величина $U(\gamma)$. Нижче будемо називати картину $U(\gamma)$ поляризаційною характеристикою. За цією картиною аналізують вигляд поляризації поля.

Порядок виконання роботи

Робота з установкою починається на закладці «Генератор поля» (рис. 2.6).

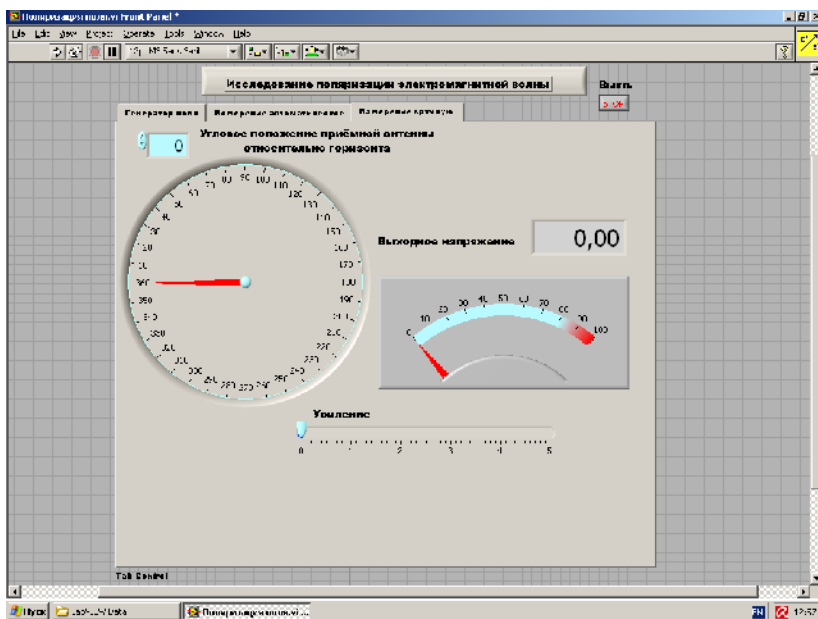


Рис. 2.6. Вид віртуальної лабораторної установки

В її лівій частині є 4 регулятора, які задають амплітуди і початкові фази двох ортогональних компонент поля. Праворуч на екрані виводиться еліпс поляризації хвилі, що в окремих випадках перетворюється у відрізок прямої лінії або коло. Для вимірювання параметрів еліпса служить інструмент «Вимірювач параметрів еліпса». Він являє собою на екрані вектор зі змінними модулем і кутовим положенням. Підводячи кінець вектора за допомогою регуляторів модуля і кута до характерних точок еліпса, визначаємо його параметри.

На закладці «Вимірювання вручну» реалізовано метод лінійно поляризованої антени. В лівій частині знаходиться регулятор кутового положення антени відносно горизонту. Праворуч знаходиться стрілочний індикатор напруги на виході детектора. Регулятор підсилення дозволяє встановити зручні для спостереження межі вимірюваної величини.

На закладці «Вимірювання автоматичне» відображається в полярних координатах величина $U(\gamma)$.

Безпосередньо під екраном розташована група кнопок, що здійснюють управління переміщенням курсору по екрану. Там же, під екраном, на двох індикаторах відображаються поточні декартові координати курсору. Ліворуч від екрану на два цифрових індикатори виводяться поточні полярні координати курсору. За допомогою цих засобів керування курсором можна виміряти параметри кривої, що відображається на екрані.

Дослідження виконуються відповідно до обраних варіантів. Вихідні величини взяти з табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Вихідні параметри для дослідження
поляризації електромагнітної хвилі

	Варіант 1	Варіант 2	Варіант 3	Варіант 4	Варіант 5
ϑ	20	30	45	60	70
K_e	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
α	45	20	80	30	60

1. Запустити лабораторну установку.
2. Дослідити поле лінійної поляризації:
 - відкрити закладку «Генератор поля»;
 - сформувати поле лінійної поляризації під кутом ϑ до горизонту. Параметри поля контролювати «Вимірювачем параметрів еліпса», записати необхідні для цього амплітуди і фази вертикальної і горизонтальної складових поля;
 - перейти до закладки «Вимірювання вручну». Змінюючи кутове положення приймаючої лінійно поляризованої антени, заміряти значення вихідної напруги, дані звести в таблицю;
 - побудувати графік отриманої залежності в полярних координатах, визначити за ним параметри поляризації;
 - перейти до закладки «Вимірювання автоматичне», за допомогою курсору визначити параметри поляризації поля.
3. Дослідити поле еліптичної поляризації:
 - відкрити закладку «Генератор поля»;

- сформувати поле еліптичної поляризації з вертикальним положенням більшої вісі еліпса і коефіцієнтом еліптичності K_e ; параметри поля контролювати «Вимірювачем параметрів еліпса». Записати необхідні для цього амплітуди і фази вертикальної і горизонтальної складових поля;

- перейти до закладки «Вимірювання вручну». Змінюючи кутове положення приймальної лінійно поляризованої антени, заміряти значення вихідної напруги, дані звести до таблиці;

- побудувати графік отриманої залежності. Визначити за ним параметри поляризації;

- перейти до закладки «Вимірювання автоматичне», за допомогою курсору визначити параметри поляризації поля.

4. Дослідити поле колової поляризації:

- відкрити закладку «Генератор поля»;

- сформувати поле колової поляризації, параметри поля контролювати «Вимірювачем параметрів еліпса». Записати необхідні для цього амплітуди і фази вертикальної і горизонтальної складових поля;

- перейти до закладки «Вимірювання вручну». Змінюючи кутове положення приймальної лінійно поляризованої антени, заміряти значення вихідної напруги, дані звести до таблиці;

- побудувати графік отриманої залежності. Визначити за ним параметри поляризації;

- перейти до закладки «Вимірювання автоматичне». За допомогою курсору визначити параметри поляризації поля.

5. Дослідити поле еліптичної поляризації з нахиленим еліпсом:

- відкрити закладку «Генератор поля»;

- сформувати поле еліптичної поляризації з кутом α до горизонту більшої вісі еліпса і коефіцієнтом еліптичності K_e . Параметри поля контролювати «Вимірювачем параметрів еліпса». Записати необхідні для цього амплітуди і фази вертикальної та горизонтальної складових поля;

- перейти до закладки «Вимірювання вручну». Змінюючи кутове положення приймаючої лінійно поляризованої антени, заміряти значення вихідної напруги, дані звести до таблиці;

- побудувати графік отриманої залежності. Визначити за ним параметри поляризації;
 - перейти до закладки «Вимірювання автоматичне», за допомогою курсору визначити параметри поляризації поля.
6. Пояснити отримані залежності, спираючись на знання теорії.
 7. Оформити та захистити звіт по роботі.

Контрольні питання

1. Що таке поляризація електромагнітної хвилі?
2. Чому поляризація визначається тільки за вектором напруженості електричного поля?
3. Які бувають види поляризації гармонійної хвилі?
4. За яких умов формується поле лінійної поляризації?
5. За яких умов формується поле колової поляризації?
6. Чим відрізняються поля правого і лівого обертання?
7. Що таке коефіцієнт еліптичності?
8. У чому суть вимірювання поляризації методом лінійно поляризованої антени?
9. Як можна сформувати поле лінійної поляризації, нахилене під кутом 45° до горизонту?
10. Яка фігура буде на індикаторі автоматичного приладу вимірювання поляризації в лінійно поляризованому полі?
11. Яка фігура буде на індикаторі автоматичного приладу вимірювання поляризації в полі колової поляризації?

Лабораторна робота 3

ДОСЛІДЖЕННЯ ВІДБИТТЯ ТА ЗАЛОМЛЕННЯ ПЛОСКОЇ ХВИЛІ ПРИ НОРМАЛЬНОМУ ПАДІННІ

Мета роботи – вивчити відбиття і заломлення плоскої електромагнітної хвилі при її нормальному падінні на границю поділу двох середовищ і дослідити їх за допомогою віртуальної лабораторної установки.

Теоретичні відомості

Реальне середовище характеризується абсолютною діелектричною проникністю ε_a , абсолютною магнітною проникністю μ_a і тангенсом кута діелектричних втрат $\operatorname{tg}\Delta$. Комплексні амплітуди векторів поля плоскої хвилі, що поширюється в такому середовищі, можуть бути записані у вигляді:

$$\dot{E}_x = A_m e^{-\alpha z} e^{-j(\beta z - \varphi_a)}, \quad (3.1)$$

$$\dot{H}_y = \frac{A_m}{|Z_c|} e^{-\alpha z} e^{-j(\beta z - \varphi_a + \Delta/2)}. \quad (3.2)$$

У цих виразах виділяються такі параметри:

- коефіцієнт загасання

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} - 1)}; \quad (3.3)$$

- коефіцієнт фази

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1)}; \quad (3.4)$$

- модуль характеристичного опору середовища

$$|Z_c| = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a (1 + \operatorname{tg}^2 \Delta)}}; \quad (3.5)$$

- фаза характеристичного опору середовища

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \Delta) = \frac{\Delta}{2}. \quad (3.6)$$

При цьому плоска хвиля має:

- довжину хвилі

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{1}{f \sqrt{\frac{\varepsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1)}}; \quad (3.7)$$

- фазову швидкість

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Delta} + 1)}}. \quad (3.8)$$

При падінні хвилі на границю двох середовищ з різними параметрами, крім падаючої хвилі з компонентами $E_x^{\text{пад}}$ і $H_y^{\text{пад}}$ формуються ще дві хвилі: відбита з компонентами $E_x^{\text{відб}}$, $H_y^{\text{відб}}$ і заломлена з компонентами $E_x^{\text{зал}}$, $H_y^{\text{зал}}$ (рис. 3.1).

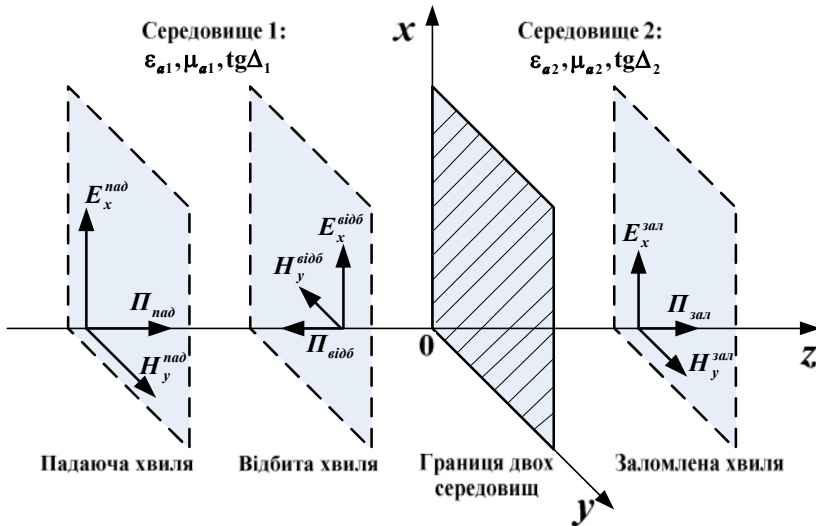


Рис. 3.1. Нормальне падіння плоскої хвилі на границю поділу двох середовищ

Параметри падаючої і відбитої хвиль однакові, вони визначаються властивостями першого середовища. Ці хвилі відрізняються тільки напрямом руху. Параметри заломленої хвилі визначаються властивостями другого середовища.

В першому середовищі сума двох хвиль запишеться у вигляді:

$$\dot{E}_1 = \dot{E}^{\text{пад}} e^{-\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 z} + \dot{E}^{\text{відб}} e^{+\alpha_1 z} e^{j\beta_1 z}; \quad (3.9)$$

$$\dot{H}_1 = \frac{\dot{E}_{\text{пад}}}{\dot{Z}_{c1}} e^{-\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 z} - \frac{\dot{E}_{\text{відб}}}{\dot{Z}_{c1}} e^{\alpha_1 z} e^{j\beta_1 z}. \quad (3.10)$$

У другому середовищі буде одна заломлена хвиля:

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_{\text{зал}} e^{-\alpha_2 z} e^{-j\beta_2 z}; \quad (3.11)$$

$$\dot{H}_2 = \frac{\dot{E}_{\text{зал}}}{\dot{Z}_{c2}} e^{-\alpha_2 z} e^{-j\beta_2 z}, \quad (3.12)$$

де $\dot{E}_{\text{пад}}$, $\dot{E}_{\text{відб}}$, $\dot{E}_{\text{зал}}$ – комплексні амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль на межі середовищ при $z=0$.

При нормальному падінні хвилі вектори поля лежать по дотичній до границі (рис. 3.1). При $z=0$ повинні виконуватися граничні умови:

$$\dot{E}_1|_{z=0} = \dot{E}_2|_{z=0}, \dot{H}_1|_{z=0} = \dot{H}_2|_{z=0}. \quad (3.13)$$

При підстановці в (3.13) співвідношень (3.9-3.12) отримуємо систему рівнянь, вирішуючи яку отримуємо:

$$\dot{E}_{\text{відб}} = \frac{\dot{Z}_{c2} - \dot{Z}_{c1}}{\dot{Z}_{c2} + \dot{Z}_{c1}} \dot{E}_{\text{пад}}; \quad (3.14)$$

$$\dot{E}_{\text{зал}} = \frac{2\dot{Z}_{c2}}{\dot{Z}_{c2} + \dot{Z}_{c1}} \dot{E}_{\text{пад}}. \quad (3.15)$$

Коефіцієнтом відбиття від межі називається відношення комплексних амплітуд відбитої і падаючої хвилі:

$$\dot{\Gamma}_{\text{відб}} = \frac{\dot{E}_{\text{відб}}}{\dot{E}_{\text{пад}}}. \quad (3.16)$$

Коефіцієнтом заломлення на межі називається відношення комплексних амплітуд заломленої і падаючої хвилі:

$$\dot{\Gamma}_{\text{зал}} = \frac{\dot{E}_{\text{зал}}}{\dot{E}_{\text{пад}}}. \quad (3.17)$$

При різних параметрах середовищ відповідно до (3.14), (3.15) і (3.5), (3.6) змінюються як амплітуди, так і фази коефіцієнтів відбиття і заломлення.

В першому середовищі падаюча і відбита хвилі, що рухаються назустріч одна одній, утворюють складну картину

амплітуди поля. В точках синфазного складання полів амплітуда максимальна, в протифазних точках утворюються мінімуми. Відстань між максимумами складає половину довжини хвилі. Якщо середовища мають втрати, то в процесі розповсюдження їх амплітуди зменшуються, а картина сумарного поля стає ще більш складною.

Порядок виконання роботи

1. Запустити лабораторну установку «Відбиття і заломлення» (рис. 3.2).

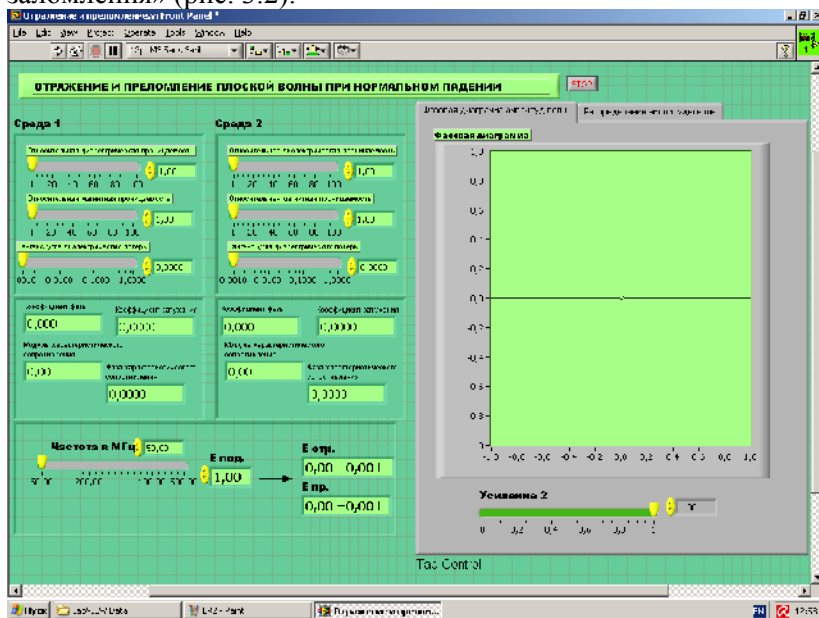


Рис. 3.2. Вид віртуальної лабораторної установки

2. Перейти на сторінку «Фазова діаграма амплітуд хвиль». Виконати дослідження відповідно до варіанту, обраного в табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Вихідні параметри для дослідження відбиття
і заломлення електромагнітної хвилі

	Варіант 1	Варіант 2	Варіант 3	Варіант 4	Варіант 5
ε_1	5	10	10	12	16
μ_1	10	5	20	16	12
ε_2	20	10	8	8	6
μ_2	10	20	4	10	8
$\operatorname{tg}\Delta_1$	0.3	0.4	0.5	0.3	0.1
$\operatorname{tg}\Delta_2$	0.6	0.8	0.1	0.4	0.1
f_1 (МГц)	50	50	50	70	80
f_2 (МГц)	100	80	70	120	250

3. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \operatorname{tg}\Delta_1=0, \operatorname{tg}\Delta_2=0$:

- змінюючи μ_2 , спостерігати зміни на фазовій діаграмі.

Відзначити характерні фазові діаграми і записати для них комплексні амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль;

- побудувати за цими даними характерні фазові діаграми.

4. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \mu_2, \operatorname{tg}\Delta_1=0, \operatorname{tg}\Delta_2=0$:

- змінюючи ε_2 , спостерігати зміни на фазовій діаграмі.

Відзначити характерні фазові діаграми і записати для них комплексні амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль;

- побудувати за цими даними характерні фазові діаграми.

5. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2, \operatorname{tg}\Delta_1$:

- змінюючи $\operatorname{tg}\Delta_2$, спостерігати зміни на фазовій діаграмі.

Відзначити характерні фазові діаграми і записати для них комплексні амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль;

- побудувати за цими даними характерні фазові діаграми.

6. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2, \operatorname{tg}\Delta_2$:

- змінюючи $\text{tg}\Delta_1$, спостерігати зміни на фазовій діаграмі.
- Відзначити характерні фазові діаграми і записати для них комплексні амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль;
- побудувати за цими даними характерні фазові діаграми.
7. Пояснити отримані результати, спираючись на знання теорії.
 8. Перейти на сторінку «Розподіл амплітуди хвиль».
 9. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \text{tg}\Delta_1 = 0, \text{tg}\Delta_2 = 0$:
 - для частот f_1 і f_2 спостерігати на екрані і за допомогою курсору визначити залежності амплітуди поля від координати z ;
 - дані звести до таблиці;
 - побудувати графіки отриманих залежностей.
 10. Задати значення $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2, \text{tg}\Delta_1, \text{tg}\Delta_2$:
 - для частот f_1 і f_2 спостерігати на екрані і за допомогою курсору визначити залежності амплітуди поля від координати z , дані звести до таблиці;
 - побудувати графіки отриманих залежностей.
 11. Пояснити отримані залежності, спираючись на знання теорії.
 12. Оформити та захистити звіт по роботі.

Контрольні питання

1. Як пов'язані за величиною і напрямком вектори \vec{E} і \vec{H} в плоскій хвилі?
2. Які параметри характеризують властивості середовища?
3. Як визначається щільність потоку потужності плоскої хвилі?
4. Як визначити вектор Пойнтінга через: вектор \vec{E} , вектор \vec{H} , обидва ці вектори?
5. Що таке характеристичний опір середовища?
6. Які значення може приймати фазовий зсув між векторами \vec{E} і \vec{H} в середовищі з втратами?

7. Які граничні умови повинні виконуватися при нормальному падінні плоскої хвилі на границю?
8. Що таке коефіцієнт відбиття?
9. Що таке коефіцієнт заломлення?
10. За яких умов фаза коефіцієнта відбиття позитивна?
11. За яких умов фаза коефіцієнта відбиття негативна?
12. Чи може бути амплітуда вектора напруженості електричного поля у заломленій хвилі більша, ніж у падаючої хвилі?
13. Чому графік амплітуди поля в другому середовищі монотонний, а в першому середовищі – осцилюючий?
14. Який період осциляції графіка в першому середовищі?
15. Як досягти відсутності відбиття від межі?

Лабораторна робота 4

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ РАДІОХВИЛЬ

Мета роботи – вивчити елементарні випромінювачі електромагнітного поля і дослідити їх властивості за допомогою віртуальної лабораторної установки.

Теоретичні відомості

До елементарних випромінювачів радіохвиль відносять: елементарний електричний випромінювач (диполь Герца), елементарний магнітний випромінювач, елементарну випромінюючу площадку (елемент Гюйгенса). Це чисто теоретичні, реально не існуючі об'єкти. Однак реальні випромінюючі антени можуть бути розбиті на елементарні випромінювачі, а їх поля отримані суперпозицією полів елементарних випромінювачів.

Елементарний електричний випромінювач

Елементарним електричним випромінювачем (диполем Герца) називають елемент електричного лінійного гармонічного струму, довжина якого l досить мала в порівнянні з довжиною

хвилі $\lambda (l \ll \lambda)$ і у кожен момент часу струм має одне й те ж значення вздовж усього елемента.

Нехай вісь z спрямована вздовж елементарного електричного випромінювача, який займає інтервал $-l/2 \leq z \leq l/2$. Миттєві значення струму випромінювача від координати z не залежать, тобто:

$$i(z, t) = I_m \cos(\omega t + \varphi_0), -l/2 \leq z \leq l/2. \quad (4.1)$$

Оскільки цей струм змінює своє значення тільки в точках: $z_1 = -l/2$ і $z_2 = l/2$, то згідно закону збереження заряду в цих точках повинні існувати зосереджені електричні заряди, пов'язані зі струмом (4.1) співвідношеннями:

$$\begin{aligned} i &= -\frac{dQ_1}{dt}; \\ i &= \frac{dQ_2}{dt} \end{aligned} \quad (4.2)$$

і, отже, рівні один одному за величиною і протилежні за знаком:

$$\begin{aligned} Q_1(t) &= -Q_m \sin(\omega t + \varphi_0); \\ Q_2(t) &= Q_m \sin(\omega t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (4.3)$$

причому $Q_m = I_m / \omega$.

Елементарний електричний випромінювач із суворо незмінним уздовж його довжини струмом практично нездійснений і являє собою ідеалізовану випромінюючу систему, зручну для теоретичного аналізу.

Нехай в однорідному середовищі без втрат з параметрами ϵ_a і μ_a розташований елементарний електричний випромінювач з відомим струмом $i = i_{\text{ст}}$.

Комплексні амплітуди векторів поля цього випромінювача визначимо через векторний потенціал.

Якщо помістити початок координат 0 в центрі елементарного випромінювача (рис. 4.1) і позначити відстань r між точкою спостереження $M(\vec{R})$ і поточною точкою випромінювача $N(\vec{R}')$, то, враховуючи, що $k = 2\pi/\lambda$ і для

елементарного випромінювача $l \ll \lambda$, маємо векторний електричний потенціал у вигляді:

$$\dot{\vec{A}}(\vec{R}) = \frac{\mu_a I_{\text{ст}} l}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \vec{z}_0. \quad (4.4)$$

З (4.4) випливає, що векторний потенціал елемента електричного випромінювача направлений в точці спостереження паралельно його осі і залежить тільки від відстані R , що представляє собою радіальну координату точки спостереження в сферичній системі координат, початок якої з'єднано з центром випромінювача. Тому подальші перетворення доцільно проводити в сферичній системі, напрямком полярної осі якої збігається зі струмом випромінювача (рис. 4.1).

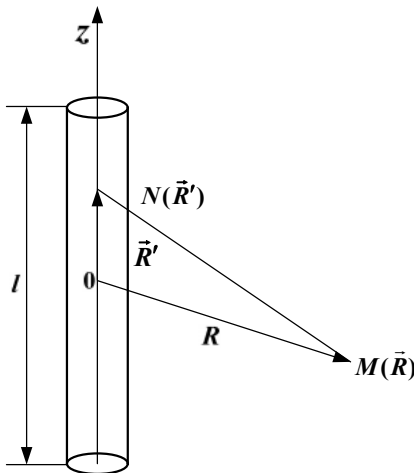


Рис. 4.1. Елементарний електричний випромінювач

В точці спостереження M орт-вектор розкладемо в сферичній системі координат за двома взаємно перпендикулярними напрямками (рис. 4.2):

$$\vec{z}_0 = \vec{r}_0 \cos \theta - \vec{\theta}_0 \sin \theta. \quad (4.5)$$

Тоді векторний електричний потенціал $\dot{\vec{A}}$ має в точці M наступні складові:

$$\begin{aligned}
\dot{A}_r &= \frac{\mu_a \dot{I}_{\text{сг}} l}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \cos \theta; \\
\dot{A}_\theta &= -\frac{\mu_a \dot{I}_{\text{сг}} l}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \sin \theta; \\
A_\varphi &= 0.
\end{aligned}
\tag{4.6}$$

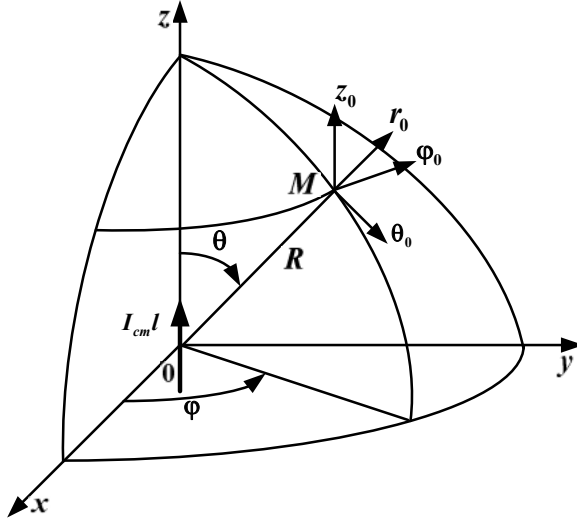


Рис. 4.2. Сферична система координат

Векторний електричний потенціал визначає напруженість магнітного поля

$$\dot{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot} \dot{\vec{A}}.
\tag{4.7}$$

Тоді

$$\begin{aligned}
\dot{H}_r &= 0; \\
\dot{H}_\theta &= 0; \\
\dot{H}_\theta &= \frac{k^2 \dot{I}_{\text{сг}} l}{4\pi} e^{-jkR} \left[\frac{j}{kR} + \frac{1}{(kR)^2} \right] \sin \theta.
\end{aligned}
\tag{4.8}$$

Для визначення напруженості електричного поля скористаємося першим рівнянням Максвелла:

$$\dot{\vec{E}} = \text{rot} \dot{\vec{H}} / j\omega\epsilon_a. \quad (4.9)$$

Тоді

$$\dot{E}_r = \frac{k^3 \dot{I}_{\text{ст}} l}{2\pi\omega\epsilon_a} e^{-jkR} \left[\frac{1}{(kR)^2} - \frac{j}{(kR)^3} \right] \cos \theta; \quad (4.10)$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{k^3 \dot{I}_{\text{ст}} l}{2\pi\omega\epsilon_a} e^{-jkR} \left[\frac{j}{kR} + \frac{1}{(kR)^2} - \frac{j}{(kR)^3} \right] \sin \theta; \quad (4.11)$$

$$\dot{E}_\phi = 0. \quad (4.12)$$

Електромагнітне поле (4.8), (4.10)-(4.12) не залежить від азимутного кута ϕ , що є наслідком осьової симетрії випромінювача. Залежність поля від координати R точки спостереження дозволяє розбити оточуючий випромінювач простір на три зони – ближню (зона Релея), проміжну (зона Френеля) і дальню (зона Фраунгофера). В ближній і дальній зоні справедливі більш прості, але приближені формули для складових векторів поля. В проміжній зоні, перехідній між ближньою і дальньою зоною, що характеризується умовою $kR \approx 1$, повинні враховуватися всі складові в (4.8), (4.10)-(4.12), тому що вони мають один порядок.

Поле в ближній зоні

Ближня зона, або зона індукції, характеризується такими відстанями R точки спостереження від випромінювача, для яких $kR \ll 1$. Звичайно, одночасно R повинно задовольняти і умові $l \ll R$, для якої були отримані вихідні формули (4.8), (4.10)-(4.12). Залишивши в кожній з цих формул лише один член, який має $1/kR$ у вищому ступені, і, використовуючи справедливе при $kR \ll 1$ наближене співвідношення $e^{-jkR} \approx 1$, маємо:

$$\begin{aligned}
\dot{E}_r &= -j \frac{\dot{I}_{\text{ст}} l \cos \theta}{2\pi \varepsilon_a R^3}; \\
\dot{E}_\theta &= -j \frac{\dot{I}_{\text{ст}} l \sin \theta}{4\pi \omega \varepsilon_a R^3}; \\
\dot{H}_\varphi &= \frac{\dot{I}_{\text{ст}} l \sin \theta}{4\pi R^2}.
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Враховуючи, що $\dot{I}_{\text{ст}} = I_m e^{j\varphi_0}$ і переходячи від (4.13) до миттєвих значень, отримуємо:

$$\dot{E}_r(t) = \frac{I_m l \cos \theta}{2\pi \varepsilon_a R^3} \sin(\omega t + \varphi_0); \tag{4.14}$$

$$\dot{E}_\theta(t) = \frac{I_m l \sin \theta}{4\pi \omega \varepsilon_a R^3} \sin(\omega t + \varphi_0); \tag{4.15}$$

$$\dot{H}_\varphi(t) = \frac{I_m l \sin \theta}{4\pi R^2} \cos(\omega t + \varphi_0). \tag{4.16}$$

В ближній зоні вектори поля в точці спостереження у момент часу t визначаються значеннями струму в цей же момент часу. Таким чином, ближня зона являє собою область квазістаціонарного поля. Використане нами наближене співвідношення $e^{-jkR} \approx 1$ (множник Гріна) і призвело до нехтування часом запізнення.

Вектор Пойнтінга в ближній зоні має дві складові:

$$\begin{aligned}
\Pi_r &= E_\theta H_\varphi; \\
\Pi_\theta &= E_r H_\varphi.
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Компоненти напруженості електричного поля (4.14), (4.15) відстають за фазою від напруженості магнітного поля (4.16) на $\pi/2$. Внаслідок цього обидві складові вектора Пойнтінга змінюються в часі за законом $\sin 2(\omega t + \varphi_0)$, приймаючи як позитивні, так і негативні миттєві значення. При цьому середні значення складових вектора Пойнтінга за період T дорівнюють нулю. Це означає, що рух енергії ближнього поля

має коливальний характер – протягом чверті періоду T енергія тече в одному напрямку (позитивні значення Π_r і Π_θ), протягом наступної чверті періоду енергія тече в протилежному напрямку, повертається назад (негативні значення Π_r і Π_θ). Таким чином, ближнє електромагнітне поле не бере участі в процесі випромінювання. Електромагнітні хвилі, які забирають із собою від випромінювача енергію, існують і в ближній зоні, але тут їх поля дуже малі в порівнянні з розглянутими вище полями.

Поле в дальній зоні

Дальня зона характеризується такими відстанями R точки спостереження від випромінювача, для яких $kR \gg 1$. Утримуючи при цьому в (4.8), (4.10)-(4.12) члени, що містять $1/kR$ в першому степені, маємо тільки дві відмінні від нуля складові поля:

$$\dot{E}_\theta = j \frac{k \dot{I}_{\text{ст}} l}{4\pi} Z_c \frac{e^{-jkR}}{R} \sin \theta; \quad (4.18)$$

$$\dot{H}_\varphi = j \frac{k \dot{I}_{\text{ст}} l}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \sin \theta, \quad (4.19)$$

де $Z_c = k / \omega \epsilon_a = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a}$ – характеристичний опір середовища.

Перейшовши до миттєвих значень, маємо:

$$\vec{E}(t) = -\vec{\theta}_0 \frac{k I_m l}{4\pi R} Z_c \sin \theta \sin(\omega t - kR + \varphi_0); \quad (4.20)$$

$$\vec{H}(t) = -\vec{\varphi}_0 \frac{k I_m l}{4\pi R} \sin \theta \sin(\omega t - kR + \varphi_0). \quad (4.21)$$

Згідно з цими виразами в середовищі без втрат вектори \vec{E} і \vec{H} у будь-якій точці дальньої зони мають однакову фазу, до складу якої час t і відстань R входять у вигляді лінійної комбінації $\omega t - kR = \omega(t - R/v)$, де $v = \omega/k = 1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ м/с. Рівняння постійних значень фази має вигляд:

$$t - R/v = \text{const}. \quad (4.22)$$

Підставивши в (4.22) два послідовні моменти часу t_1 і $t_1 + \Delta t_1$, отримаємо $t_1 - R_1 / v = t_1 + \Delta t_1 - R_2 / v$, звідки $R_2 = R_1 + v \Delta t$. Це означає, що зі збільшенням часу t постійне значення фази поля поширюється в напрямку зростаючих значень R зі швидкістю v . Таким чином, у дальній зоні розповсюдження електромагнітна хвиля в радіальних напрямках. Фаза постійна при $R = \text{const}$, значить, поверхня рівних фаз (фазовий фронт) – сфера. Швидкість v руху точок з постійною фазою називають *фазовою швидкістю*.

Вектор $\vec{E}(t)$ спрямований по дотичній до дуги меридіана, $\vec{H}(t)$ – по дотичній до дуги паралелі, причому вектори поля і напрямок поширення хвилі взаємно перпендикулярні і утворюють праву ортогональну трійку векторів (рис. 4.3).

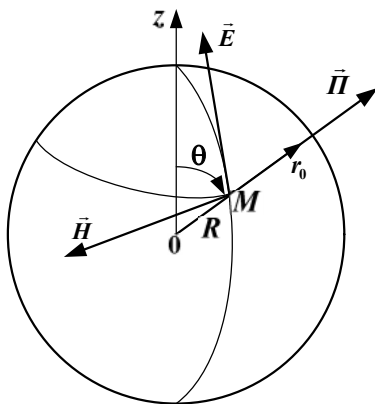


Рис. 4.3. Вектори поля випромінювання елементарного електричного випромінювача

При цьому миттєві значення векторів пов'язані між собою співвідношеннями:

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \frac{1}{Z_c} [\vec{r}_0 \times \vec{E}] \\ \vec{E} &= Z_c [\vec{H} \times \vec{r}_0] \end{aligned} \quad (4.23)$$

Вектор Пойнтінга в дальній зоні має тільки одну радіальну складову:

$$\Pi_r = E_\theta H_\phi = \frac{E_\theta^2}{Z_c} = Z_c H_\phi^2. \quad (4.24)$$

Причому її миттєве значення завжди виявляється позитивним, внаслідок того, що вектори поля мають однакову фазу коливань. Це означає, що енергія рухається в напрямку тільки від випромінювача. Вона не повертається назад до випромінювача і являє собою енергію випроміненої електромагнітної хвилі.

Це поле називають полем випромінювання, а дальню зону називають також зоною випромінювання або хвильовою зоною.

Розглянемо залежність амплітуд векторів поля випромінювання від сферичних координат r, θ, ϕ у точці спостереження. Згідно з (4.20), (4.21) амплітуди векторів поля змінюються обернено пропорційно до першого ступеня відстані R , тобто значно повільніше, ніж у ближній зоні. Спадання за законом $1/R$ величин векторів поля сферичних біжучих хвиль є наслідком закону збереження енергії для середовища без втрат.

Функція кутових сферичних координат $f(\theta, \phi)$, що входить до виразу для амплітуд векторів поля випромінювання антени, визначає їх залежність від напрямку на точку спостереження і має назву амплітудної характеристики спрямованості. Графічне зображення характеристики спрямованості називають діаграмою спрямованості.

Згідно з (4.20) і (4.21) характеристика спрямованості елементарного електричного випромінювача $f(\theta, \phi) = \sin \theta$. Вона не залежить від азимутального кута ϕ внаслідок осьової симетрії випромінювача. Поле випромінювання максимальне в екваторіальній площині $\theta = \pi/2$ і дорівнює нулю вздовж осі випромінювача ($\theta = 0, \theta = \pi$). У площині, яка проходить через вісь випромінювача, характеристика спрямованості, побудована в полярній системі координат і зображена на рис. 4.4. Просторова характеристика спрямованості – тор, утворений обертанням фігури рис. 4.4.

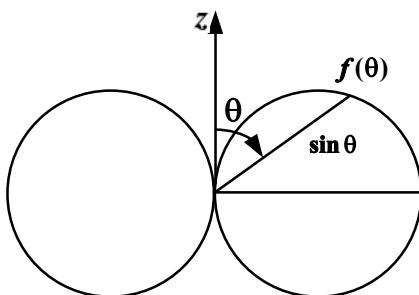


Рис. 4.4. Характеристика спрямованості елементарного електричного випромінювача

Елементарний магнітний випромінювач

Якщо в деякому об'ємі V відома напруженість стороннього магнітного поля $\vec{H}_{\text{ст}}$, то вона вводиться в друге рівняння Максвелла:

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_a \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu_a \frac{\partial \vec{H}_{\text{ст}}}{\partial t}. \quad (4.25)$$

У цьому випадку первинне збудження електромагнітного поля викликається відомою в кожній точці об'єму V величиною:

$$\vec{\delta}_{\text{ст.м}} = \mu_a \frac{\partial \vec{H}_{\text{ст}}}{\partial t}, \quad (4.26)$$

яку за аналогією з щільністю стороннього електричного струму $\vec{\delta}_{\text{ст}}$ називають щільністю стороннього магнітного струму.

Нагадаємо, що в природі не існує магнітних зарядів і магнітного струму, який представляє собою впорядкований рух цих зарядів. Тому формулу (4.26) слід розглядати як результат формального введення в теорію фіктивних магнітних зарядів і обумовлених ними фіктивних магнітних струмів, завдяки якому досягається зручність опису магнітних полів.

Якщо монохроматичне поле обумовлене електричними струмами і фіктивними магнітними струмами, то воно задовольняє симетричним рівнянням Максвелла наступного виду:

$$\text{rot}\dot{\vec{H}} = j\omega\epsilon_a\dot{\vec{E}} + \dot{\vec{\delta}}_{\text{ст}}; \quad (4.27)$$

$$\text{rot}\dot{\vec{E}} = -j\omega\mu_a\dot{\vec{H}} - \dot{\vec{\delta}}_{\text{ст.м}}. \quad (4.28)$$

Із симетрії співвідношень (4.27), (4.28) випливає, що при відомому рішенні задачі при заданих сторонніх електричних струмах $\dot{\vec{\delta}}_{\text{ст}}$, рішення задачі при заданих сторонніх магнітних струмах $\dot{\vec{\delta}}_{\text{ст.м}}$ отримаємо, здійснивши у відомому рішенні перестановки:

$$\vec{E} \Leftrightarrow \vec{H}; \epsilon_a \Leftrightarrow -\mu_a; \dot{\vec{\delta}}_{\text{ст}} \Leftrightarrow -\dot{\vec{\delta}}_{\text{ст.м}}. \quad (4.29)$$

Звичайно, це можливо тільки в тому випадку, якщо в обох задачах однакова форма поверхні S , на якій задані граничні умови, і якщо перестановка (4.29) перетворює граничні умови вихідної задачі в граничні умови нової задачі.

Цей прийом називають принципом перестановочної подвійності рівнянь Максвелла. Даний принцип широко використовується при вирішенні різних задач і має велике практичне значення.

Елементарним магнітним випромінювачем називають елемент фіктивного магнітного лінійного гармонійного струму довжина якого l досить мала в порівнянні з довжиною хвилі $\lambda (l \ll \lambda)$ і у кожний момент часу струм має одне й те ж значення вздовж усього елемента.

Поле, яке створює елементарний магнітний випромінювач у безмежно однорідному середовищі без втрат, найпростіше знайти за допомогою принципу перестановочної подвійності, що дозволяє відразу перейти від відомого нам поля елементарного електричного випромінювача (4.20) і (4.21) до шуканого поля:

$$\vec{E}(t) = \vec{\Phi}_0 \frac{kI_{\text{ст.м.м}}l}{4\pi R} \sin \theta \sin(\omega t - kR + \varphi_{\text{м}0}); \quad (4.30)$$

$$\vec{H}(t) = -\vec{\Theta}_0 \frac{kI_{\text{ст.м.м}}l}{4\pi RZ_c} \sin \theta \sin(\omega t - kR + \varphi_{\text{м}0}). \quad (4.31)$$

За своєю структурою формули (4.30) і (4.31) аналогічні до (4.20) і (4.21). Тому зазначені вище особливості поля випромінювання електричного випромінювача повністю притаманні і полю випромінювання елементарного магнітного випромінювача. Поверхнею рівних фаз є сфера, вектори поля лежать по дотичній до неї, вони взаємно ортогональні і пропорційні за величиною, зберігається і форма діаграми спрямованості. Різниця між полями електричного і магнітного елементарних випромінювачів полягає в різному орієнтуванні в просторі векторів (рис. 4.5).

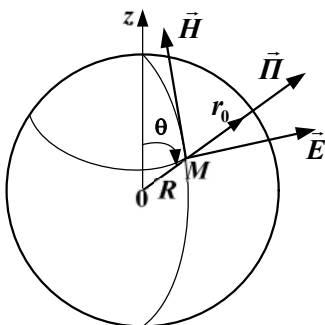


Рис. 4.5. Вектори поля випромінювання елементарного магнітного випромінювача

Найпростішою фізично здійсненою моделлю елементарного магнітного випромінювача є плоска рамка (одиничний виток дроту), що проводить електричний струм, периметр якої дуже малий в порівнянні з довжиною хвилі λ створюваного нею поля. Такий випромінювач називають елементарною електричною рамкою. Еквівалентний такій рамці фіктивний елементарний магнітний випромінювач орієнтований перпендикулярно площині рамки. Отже, при розташуванні елементарного магнітного випромінювача в центрі сферичної системи координат вздовж полярної осі Oz елементарна електрична рамка повинна лежати в екваторіальній площині $\theta = \pi/2$.

Елемент Гюйгенса

Елементом Гюйгенса називають елемент dS хвильової поверхні біжучої хвилі, лінійні розміри якого набагато менші λ , який можна вважати плоским, і в межах якого дотичні складові E_τ і H_τ поля зберігають постійні значення.

Поеднаємо початок декартової системи координат O з центром прямокутного елемента Гюйгенса, сторони та площа якого рівні dx , dy і $dS=dx dy$, в межах якого E_τ паралельна осі x , H_τ – осі y (рис. 4.6).

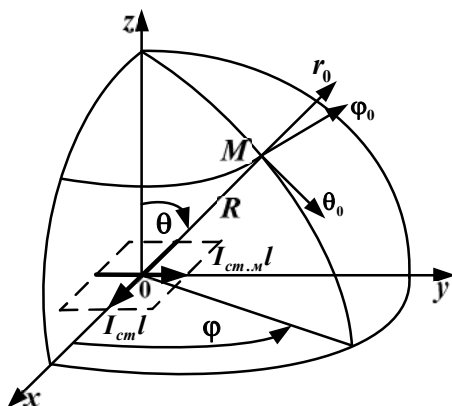


Рис. 4.6. Поле випромінювання елемента Гюйгенса

При визначенні поля елемента Гюйгенса в півпросторі, де $z>0$, можна відповідно до теореми еквівалентності замінити дотичні складові E_τ , H_τ щільностями поверхневих еквівалентних струмів $\vec{\delta}_{S,e}$, $\vec{\delta}_{S,m}$ і знайти комплексні амплітуди еквівалентних сторонніх електричного і магнітного струмів, які на dS дорівнюють відповідно:

$$\dot{I}_{ct} = \dot{\delta}_{S,e} dy = \frac{\dot{E}_x}{Z_c}; \quad (4.32)$$

$$\dot{I}_{ct,m} = \dot{\delta}_{S,m} dx = \dot{E}_y dx.$$

Елемент електричного струму $\dot{I}_{\text{ст}}$ довжиною $l_e = dx$ і елемент магнітного струму $\dot{I}_{\text{ст.м}}$ довжиною $l_m = dy$ можна розглядати як еквівалентні елементарні електричний і магнітний випромінювачі. Таким чином, елемент Гюйгенса можна представити сукупністю взаємно перпендикулярних елементарних електричного і магнітного випромінювачів.

Визначимо поле елемента Гюйгенса в дальній зоні, тобто на відстанях R , для яких виконується умова $kR \gg 1$. Це поле найпростіше знайти додаванням в дальній зоні вже відомих полів елементарних електричного і магнітного випромінювачів. Під час запису полів цих випромінювачів необхідно врахувати зв'язок їх амплітуд (4.32) і змінене положення елементів струму в просторі. Внаслідок отримуємо дві складові напруженості електричного поля:

$$E_\theta(t) = \frac{k}{4\pi R} E_{xm} dS \cos\varphi (1 + \cos\theta) \sin(\omega t - kR + \varphi_{x0}); \quad (4.33)$$

$$E_\varphi(t) = -\frac{k}{4\pi R} E_{xm} dS \sin\varphi (1 + \cos\theta) \sin(\omega t - kR + \varphi_{x0}). \quad (4.34)$$

Дальній зоні електромагнітного поля елемента Гюйгенса властиві всі основні особливості поля випромінювання елементарних випромінювачів. Це поле являє собою сферичні біжучі хвилі, що розходяться в півпросторі $z > 0$ від елемента Гюйгенса вздовж радіусів R в нескінченність зі швидкістю $v = 1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ і спадають за амплітудою за законом $1/R$.

Визначимо амплітуду поля елемента Гюйгенса:

$$\begin{aligned} E(t) &= \sqrt{E_\theta^2(t) + E_\varphi^2(t)} = \\ &= \frac{k}{4\pi R} E_{xm} dS (1 + \cos\theta) \sin(\omega t - kR + \varphi_{x0}). \end{aligned} \quad (4.35)$$

Отже, амплітудна характеристика спрямованості, що визначає залежність амплітуди поля від кутових координат, однакова в усіх меридіональних півплощинах і виражається формулою:

$$f(\theta, \varphi) = 1 + \cos\theta. \quad (4.36)$$

Вираз (4.36) є рівнянням кардіоїди (рис. 4.7).

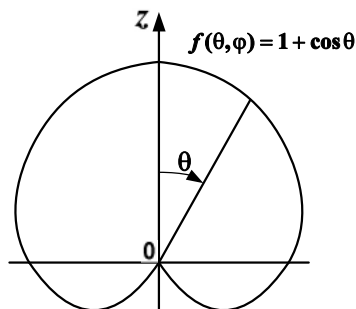


Рис. 4.7. Діаграма спрямованості елемента Гюйгенса

Просторова характеристика спрямованості являє собою тіло обертання кардіоїди рис. 4.7 навколо осі $0z$.

Порядок виконання роботи

1. Запустити лабораторну установку «Елементарні випромінювачі» (рис.4.8).

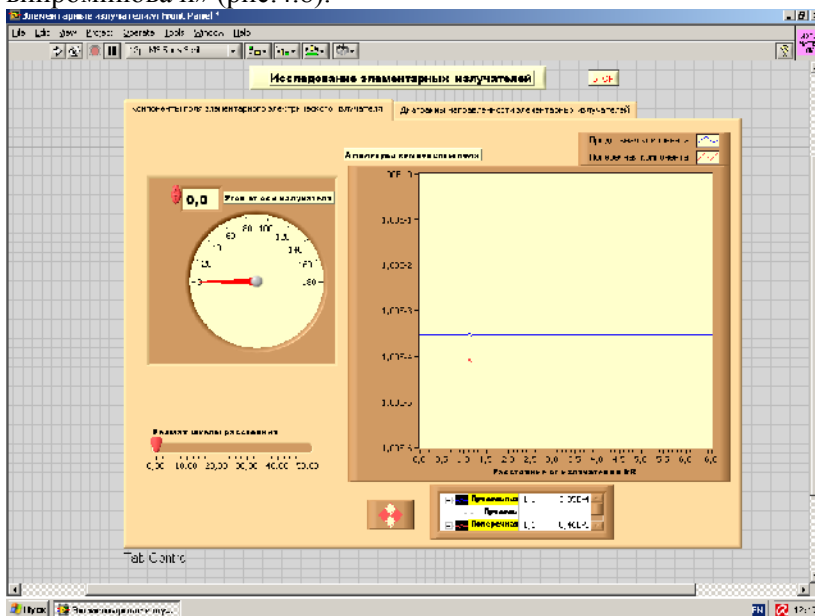


Рис. 4.8. Вид віртуальної лабораторної установки

2. Перейти на сторінку «Компоненти поля елементарного електричного випромінювача». Виконати дослідження відповідно до варіанту з табл. 4.1.

Таблиця 4.1

Вихідні параметри для дослідження
елементарних випромінювачів радіохвиль

	Варіант 1	Варіант 2	Варіант 3	Варіант 4	Варіант 5
θ_1	20	30	45	60	80
θ_2	70	50	10	40	25
a_1	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
a_2	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5

3. Задати перше значення кута θ відносно осі випромінювача:

- за допомогою курсору на екрані заміряти залежність компонент поля від відстані. Особливу увагу звернути на точки, де одна з компонент стає більшою за іншу;
- дані занести до таблиці;
- побудувати за цими даними графіки.

4. Задати друге значення кута θ відносно осі випромінювача:

- за допомогою курсору на екрані заміряти залежність компонент поля від відстані. Особливу увагу звернути на точки, де одна з компонент стає більшою за іншу;
- дані занести до таблиці;
- побудувати за цими даними графіки.

5. Порівняти та пояснити отримані результати, спираючись на знання теорії.

6. Перейти на закладку «Діаграми спрямованості елементарних випромінювачів». Виконати дослідження у відповідності до варіанту з табл. 4.1.

7. Переключаючи типи випромінювачів, вибрати елементарний електричний випромінювач:

- за допомогою курсору визначити ширину діаграми спрямованості за рівнями a_1 та a_2 ;
- дані занести до таблиці.

8. Завдання в п.7 виконати для двох інших типів елементарних випромінювачів.
9. Оформити та захистити звіт по роботі.

Контрольні питання

1. Що таке елементарний електричний випромінювач?
2. Чому неможливо реалізувати елементарний електричний випромінювач у вигляді малого відрізка дроту?
3. На які зони поділяється поле елементарного електричного випромінювача?
4. Які якості має поле елементарного електричного випромінювача в ближній зоні?
5. Які якості має поле елементарного електричного випромінювача в дальній зоні?
6. Що таке характеристика спрямованості і діаграма спрямованості антени?
7. Яку характеристику спрямованості має диполь Герца?
8. Що таке елементарний магнітний випромінювач?
9. Пояснити перехід від поля випромінювання диполя Герца до поля випромінювання елементарного магнітного випромінювача.
10. Що таке елемент Гюйгенса?
11. Як визначається поля випромінювання елемента Гюйгенса в дальній зоні?
12. Яку характеристику спрямованості має елемент Гюйгенса?

Список літератури

1. *Іванов В.О., Габрусенко Є.І., Сібрук Л.В.* Електродинаміка та пристрої надвисоких частот: Навчальний посібник. – К.: «НАУ-друк», 2009. – 312 с.
2. *Неганов В.А., Осипов О.В., Раевский С.Б., Яровой Г.П.* Электродинамика и распространение радиоволн / Под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. – М.: Радио и связь, 2005. – 648 с.
3. *Баскаков С.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1992. – 416 с.
4. *Ерохин Г.А., Чернышев О.В., Козырев Н.Д., Кочержевский В.Г.* Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. – М.: Горячая линия – Телеком, 2004. – 491 с.
5. *Пейч Л.И., Точилин Д.А., Поллак Б.П.* LabVIEW для новичков и специалистов. – М.: Горячая линия – Телеком, 2004. – 544 с.

Зміст

Загальні методичні рекомендації	3
Лабораторна робота 1. Дослідження однорідних плоских електромагнітних хвиль	3
Лабораторна робота 2. Дослідження поляризаційних властивостей електромагнітної хвилі	15
Лабораторна робота 3. Дослідження відбиття та заломлення плоскої хвилі при нормальному падінні	25
Лабораторна робота 4. Дослідження елементарних випромінювачів радіохвиль	32
Список літератури	49